

# Генерация сжатого субпуассоновского бозе-конденсата атомным лазером

А.В. Козловский, А.Н. Ораевский

Физический институт РАН им. П. Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 января 2002 г.

После переработки 13 февраля 2002 г.

Методом квантовомеханического “управляющего” уравнения исследована динамика генерации бозе-конденсата непрерывным атомным лазером с использованием стимулированного испарительного охлаждения в магнитной ловушке. Модель атомного лазера включает в себя необратимые процессы некогерентной накачки мод ловушки, спонтанных переходов атомов, обусловленных взаимодействием ансамбля атомов с тепловыми резервуарами. Рассмотрены процессы неупругих столкновений атомов в ловушке, а также непрерывного вывода когерентного бозе-конденсата из ловушки. Показано, что при определенных значениях параметров для бозе-конденсата созданного в такой схеме лазера характерно сжатое субпуассоновское состояние. В случае больших бозе-конденсатов со средним числом атомов  $\sim 10^6$  фактор Фано может достигать величины  $\cong 0.5$ . Проанализировано влияние на статистику бозе-конденсата процесса спонтанных переходов из возбужденных мод ловушки.

PACS: 03.75.Fi, 32.80.Pj, 42.50.Ct

Проведенные за последние годы успешные эксперименты по созданию атомного бозе-конденсата в ловушках открывают возможность создания когерентных источников волн материи (атомных лазеров) [1, 2]. Фундаментальным свойством лазера является когерентность создаваемого им поля. Когерентность и квантостатистические свойства поля являются предметом исследований квантовой оптики как фотонных, так и атомных полей [3–9, 19]. Существующие в настоящее время феноменологические полуклассические теории [10–15], а также квантовомеханические теории [3–9, 16–27], посвященные исследованию атомного лазера с различными схемами накачки, охлаждения и вывода поля из ловушки, предсказывают наличие порога генерации, насыщение, а также высокую степень когерентности бозе-конденсата, генерируемого атомным лазером.

Нами рассмотрена открытая система атомов, заключенных в ловушке, и обладающая вследствие этого дискретными значениями энергии. Находящиеся в соответствующих электронных состояниях и захваченные в ловушку атомы взаимодействуют с набором резервуаров (термостатов), представляющих собой группы атомов, не захваченных ловушкой, присутствие которых обеспечивает некогерентную накачку ее состояний вследствие переходов атомов резервуара накачки в электронные состояния, в которых они захватываются полем ловушки. Такой резервуар описывает также потери ловушки вследствие обратных электронных переходов. Вывод когерент-

ного бозе-конденсата обеспечивается взаимодействием основного дискретного состояния ловушки с резервуаром непрерывного спектра (вакуумом). Верхние возбужденные состояния ловушки, в рамках рассмотренной нами испарительной модели охлаждения, интенсивно опустошаются в результате взаимодействия с радиочастотным электромагнитным полем. Взаимодействие атомов в ловушке с полем фононов атомного резервуара непрерывного спектра рассматривается нами как источник спонтанных переходов между дискретными состояниями атомов в ловушке (см. также [26, 27]),

Для описания системы атомов в ловушке, взаимодействующих с резервуарами, в рамках метода вторичного квантования атомных полей нами используются операторы рождения-уничтожения вида

$$\Psi_S(\mathbf{r}) = \sum_j a_j \phi_j(\mathbf{r}), \quad a_j = \int d^3\mathbf{r} \phi_j^*(\mathbf{r}) \Psi_s(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\Psi_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} b_{\alpha\lambda} \psi_{\alpha\lambda}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

$$b_{\alpha\lambda} = \int d^3\mathbf{r} \psi_{\alpha\lambda}^*(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{r}), \quad \alpha = p, \text{out}, sp,$$

где  $\Psi_s^{(+)}(\mathbf{r})$  – представляет собой оператор уничтожения (рождения) атома в ловушке в точке  $\mathbf{r}$ , а  $\Psi_\alpha^{(+)}(\mathbf{r})$  – операторы уничтожения (рождения) резервуаров накачки ( $p$ ), выхода когерентного атомного поля ( $out$ ) и спонтанного излучения ( $sp$ ). Указанные

операторы подчиняются перестановочным соотношениям вида

$$[\Psi_\alpha(\mathbf{r}), \Psi_{\alpha'}^+(\mathbf{r}')] = \delta_{\alpha, \alpha'} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \alpha, \alpha' = S, p, \text{out}, sp, \quad (3)$$

$$[\Psi_\alpha(\mathbf{r}), \Psi_{\alpha'}(\mathbf{r}')] = [\Psi_{\alpha'}^+(\mathbf{r}), \Psi_{\alpha'}^+(\mathbf{r}')] = 0.$$

Эффективный одночастичный гамильтониан задачи, содержащий члены свободной энергии и операторы взаимодействия вида системы с резервуарами

$$H = H_0 + \sum_0 H_{R\alpha} + \sum_\alpha V_{R\alpha, S} + V_{\text{coll}}, \quad (4)$$

с помощью полевых операторов (1)–(2) может быть приведен к следующей форме

$$H = \sum_j \hbar \omega_j a_j^+ a_j + \sum_\alpha \sum_{\lambda=0}^{\infty} \hbar \omega_{\alpha\lambda} b_{\alpha\lambda}^+ b_{\alpha\lambda} +$$

$$+ \sum_{\lambda=0}^{\infty} \left\{ \sum_{i>j} \hbar(\Gamma_{\lambda, i, j} b_{sp, \lambda}^+ a_i a_j^+ + \text{h.c.}) + \right.$$

$$+ \sum_i \hbar(\kappa_{\lambda, i} b_{p, \lambda} a_i^+ + \text{h.c.}) + \quad (5)$$

$$+ \left. \sum_j \hbar(\mu_{\lambda, i} b_{\text{out}, \lambda}^+ a_j + \text{h.c.}) \right\} +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{i, j, k, l} \hbar(g_{i, j, k, l} a_i^+ a_j^+ a_k a_l + \text{h.c.})$$

Первые два члена (4) и (5) представляют собой энергию атомов помещенных в ловушку и собственную энергию осцилляторов резервуаров, соответственно. Последующие три члена в (5) ( $V_{R\alpha S}$  в (4)) представляют собой сумму потенциалов взаимодействий атомов в ловушке (системы) с резервуарами, обуславливающих диссипацию, накачку, а также спонтанный распад с дискретных уровней энергии ловушки. Константы взаимодействия системы с вышеуказанными резервуарами обозначены  $\mu$ ,  $\kappa$  и  $\Gamma$ , соответственно. Последний член - потенциал взаимодействия упругих и неупругих бинарных столкновений между атомами, находящимися в ловушке ( $V_{\text{coll}}$ ).

В настоящей работе нами рассмотрена модель атомного лазера с охлаждением атомов испарением [1, 2]. Предварительно охлажденные атомы поступают в ловушку из резервуаров, находящихся в термодинамическом равновесии. Предполагается, что атомы в ловушке могут находиться в четырех энергетических состояниях и характеризуются набором операторов рождения (уничтожения)  $a_i^+$  ( $a_i$ ) где  $i = 0, 1, 2, 3$ . Высоколежащие энергетические состояния ловушки предполагаются малозаселенными вследствие механизма стимулированного испарения, осуществляемого с помощью радиочастотного электромагнитного поля приложенного к ловушке [1]. Состояние

бозе-конденсата достигается в нижнем энергетическом состоянии  $a_0^+$  ( $a_0$ ), откуда аккумулируемый конденсат поступает со скоростью  $\kappa_{\text{out}}$  в резервуар непрерывного спектра вакуумных состояний (выходное излучение лазера). Различные методы вывода бозе-конденсата из ловушки рассмотрены в работах [11, 24]. Накачка каждого из состояний ловушки осуществляется независимо, со скоростями  $p_i$ , из соответствующих каждому из этих состояний резервуаров-термостатов со средними числами заполнения  $N_i$ , обратные процессы диссипации из ловушки протекают со скоростями  $\gamma_i$ . Вопросы накачки атомного лазера из тепловых резервуаров рассмотрены в ряде работ [5, 21–23].

В случае бинарных столкновений между атомами в ловушке последний член в (5), представляющий собой энергию взаимодействия сталкивающихся атомов, в дипольном приближении содержит следующие члены :

$$V_{\text{coll}} = V_{\text{elast}} + V_{\text{inelast}},$$

$$V_{\text{elast}} = V_{jj} + V_{ij} = \sum_{j=0}^3 \hbar g_{jjjj} a_j^+ a_j^2 + \sum_{i, j=0, i < j}^3 \hbar g_{ijij} a_i^+ a_j^+ a_i a_j, \quad (6)$$

$$V_{\text{inelast}} = \hbar g_{0211} a_0^+ a_2^+ a_1^2 + \hbar g_{1102} a_1^+ a_2^+ a_0 a_2 +$$

$$+ \hbar g_{0312} a_1 a_2 a_3^+ a_0^+ + \hbar g_{1203} a_0 a_3 a_1^+ a_2^+ +$$

$$+ \hbar g_{1322} a_1^+ a_3^+ a_2^2 + \hbar g_{2213} a_2^+ a_1 a_3, \quad (7)$$

где  $g_{ijkl} = g_{klij}^*$ .

Путем стандартного исключения переменных резервуаров в рамках борновского и марковского приближений нами получено “управляющее уравнение” для приведенного оператора плотности системы. Присутствие резервуаров приводит к появлению в уравнении движения необратимых процессов диссипации и вывода поля из ловушки, накачки и спонтанного распада.

Поскольку все операторы, входящие в гамильтониан (7), билинейны по операторам рождения-уничтожения, вклад в когерентную (унитарную) составляющую эволюции диагональных матричных элементов равен нулю. Все упругие процессы столкновений имеют дисперсионный характер и влияют на изменение во времени недиагональных матричных элементов, и, следовательно, определяют величину когерентности поля 1-го порядка.

В предположении, что скорости выхода атомов из верхних состояний велики для оператора плотности, нами проведено адиабатическое исключение мод |2> и

|3). В результате для необратимых процессов “управляющее” уравнение может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \dot{\rho}|_{irr} = & \left\{ \frac{\kappa_{out} + \gamma_0(\bar{N}_0 + 1)}{2} D[a_0] + \frac{p_0}{2} \bar{N}_0 D[a_0^+] + \right. \\ & + \frac{\gamma_1}{2} (\bar{N}_1 + 1) D[a_1] + \frac{p_1}{2} \bar{N}_1 D[a_1^+] + \\ & + \frac{\gamma_{sp}}{2} \{ (\bar{N}_{01} + 1) D[a_0^+ a_1] + \bar{N}_{01} D[a_1^+ a_0] \} + \\ & \left. + \frac{\Omega_1}{2} D[a_0^+ a_1^2] + \frac{\Omega_2}{2} D[a_0^{+2} a_1^3] \right\} \rho, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $D[o]\rho \equiv 2o\rho o^+ - o^+o\rho - \rho o^+o$  для соответствующего оператора  $o$ .

Величина  $\gamma_{sp}$  представляет собой скорость спонтанных переходов между модами ловушки |1) и |0), а  $\bar{N}_{01} = \bar{N}(\omega_{sp,\lambda}) = \langle b_{sp,\lambda}^+ b_{sp,\lambda} \rangle$ ,  $\hbar\omega_{sp,\lambda} = \hbar(\omega_1 - \omega_0) = \hbar\omega_{01}$ , есть среднее число фононов резервуара спонтанного распада на частоте перехода ловушки. Аналогично,  $\bar{N}_0$  и  $\bar{N}_1$  есть средние числа атомов в резервуарах, связанных с состояниями |0) и |1), соответственно.

Входящие в (8) эффективные скорости неупругих столкновений есть

$$\Omega_1 = \frac{4|g_{0211}|^2}{\gamma_2}, \quad \Omega_2 = \frac{16|g_{0211}|^2|g_{0312}|^2}{\gamma_2^2\gamma_3}. \quad (9)$$

Будем в дальнейшем полагать, что скорости потерь нелазерных мод поля много больше скоростей накачки, когерентного выхода лазерной моды, а также эффективных скоростей испарения, то есть  $\gamma_2, \gamma_3 \gg p_i, \kappa_{out}, \Omega_j, \gamma_{sp}, i = 0, 1, 2, 3, j = 1, 2$ , что должно обеспечить малость населенностей мод |2) и |3).

Для диагональных матричных элементов приведенной матрицы плотности  $\rho_{n_0 n_1}(t) \equiv \langle n_0 n_1 | \rho(t) | n_0 n_1 \rangle$  получаем

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{n_0, n_1} = & (\kappa_{out} + \gamma_0(\bar{N}_0 + 1))[(n_0 + 1)\rho_{n_0+1, n_1} - n_0\rho_{n_0 n_1}] + \\ & + p_0 \bar{N}_0 [n_0 \rho_{n_0-1, n_1} - (n_0 + 1)\rho_{n_0 n_1}] + \\ & + \gamma_1 (\bar{N}_1 + 1) [(n_1 + 1)\rho_{n_0, n_1+1} - n_1 \rho_{n_0 n_1}] + \\ & + p_1 \bar{N}_1 [n_1 \rho_{n_0, n_1-1} - (n_1 + 1)\rho_{n_0 n_1}] + \\ & + p_0 \bar{N}_0 [n_0 \rho_{n_0-1, n_1} - (n_0 + 1)\rho_{n_0 n_1}] + \\ & + \gamma_1 (\bar{N}_1 + 1) [(n_1 + 1)\rho_{n_0, n_1-1} - n_1 \rho_{n_0 n_1}] + \\ & + \gamma_{sp} \{ (\bar{N}_{01} + 1) [n_0 (n_1 + 1) \rho_{n_0-1, n_1+1} - n_1 (n_0 + 1) \rho_{n_0 n_1}] + \\ & + \bar{N}_{01} [n_1 (n_0 - 1) \rho_{n_0+1, n_1-1} - n_0 (n_1 + 1) \rho_{n_0 n_1}] \} + \\ & + \Omega_1 [n_0 (n_1 + 1) (n_1 + 2) \rho_{n_0-1, n_1+2} - (n_0 + 1) (n_1 - 1) \rho_{n_0 n_1}] + \\ & + \Omega_2 [(n_0 - 1) n_0 (n_1 + 1) (n_1 + 2) (n_1 + 3) \rho_{n_0-2, n_1+3} - \\ & - (n_0 + 2) (n_0 + 1) n_1 (n_1 - 1) \rho_{n_0 n_1}]. \quad (10) \end{aligned}$$

Квантовомеханические средние операторов числа атомов в нижнем энергетическом состоянии ловушки (лазерной моде) и дисперсии (флуктуации) числа атомов вычисляются с помощью диагональных элементов матрицы плотности согласно соотношениям

$$\langle n_{BC}(t) \rangle = \text{sp}(a_0^+ a_0 \rho(t)) = \sum_{n_0, n_1} n_0 \rho_{n_0, n_1}(t), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \langle (\Delta n_i(t))^2 \rangle \equiv \text{Var } n_i = & \text{sp}(a_i^+ a_i a_i^+ a_i \rho(t)) - \langle n_i \rangle^2 = \\ = & \sum_{n_0, n_1} (n_i - \langle n_i \rangle)^2 \rho_{n_0 n_1}(t), \quad i = 0, 1. \quad (12) \end{aligned}$$

Факторы Фано для бозе-конденсата и первого возбужденного состояния ловушки определяются как

$$F_i = \frac{\langle (\Delta n_i)^2 \rangle}{\langle n_i \rangle}, \quad i = 0, 1. \quad (13)$$

В дальнейших расчетах скоростями накачки всех мод, кроме моды |2), а также переходами атомов из лазерной моды |0) в термостат будем пренебрегать, то есть мы полагаем, что выход бозе-конденсата из нижнего состояния ловушки происходит в вакуум со скоростью  $\kappa_{out}$ . Кроме того, в настоящей работе влияние моды |3) также учитываться не будет, то есть будет рассмотрен случай  $\Omega_2 \ll \kappa_{out}$ .

Характер динамики генерации атомного поля рассмотренной нами модели лазера качественно зависит от соотношений между величинами скоростей накачки состояния |1) атомной ловушки ( $p_1$ ), скоростью выхода бозе-конденсата нижнего состояния |0) ( $\kappa_{out}$ ), скоростью вынужденных переходов из состояния |1) в состояния |0) и |2) ( $\Omega_1$ ), а также скоростью спонтанных переходов в состояние |0) из состояния |1) вследствие взаимодействия с резервуаром ( $\gamma_{sp}$ ). Предполагая, что  $\gamma_1$  значительно меньше всех указанных выше скоростей, режимы генерации атомного лазера может разбить на два характерных типа. Если  $p_1 > \Omega_1$  и  $p_1, \Omega_1 \sim \kappa_{out}$ , то для динамики развития генерации характерными становятся две ее стадии (см. рис.1а,б): вначале происходит заселение состояния |1), число частиц медленно растущего бозе-конденсата в состоянии |0) невелико, при этом флуктуации числа частиц резко возрастают до величин, характерных для хаотического теплового поля  $\langle (\Delta n_{BC})^2 \rangle = (\langle n_0 \rangle + 1) \langle n_0 \rangle$ , на следующей стадии число атомов  $\langle n_0 \rangle$  убывает и растет  $\langle n_0 \rangle$  с одновременным понижением флуктуации  $\langle (\Delta n_0)^2 \rangle$ , приближающихся в стационарном состоянии к пуассоновской величине равной  $\langle n_0 \rangle_{ss}$ . При  $p_1 > \Omega_1$  и  $p_1, \Omega_1 \gg \kappa_{out}$  стационарный бозе-конденсат в состоянии |0) может находиться в сжатом субпуассоновском состоянии  $F_0 < 1$  с незначительным сжатием (см. рис.1с).

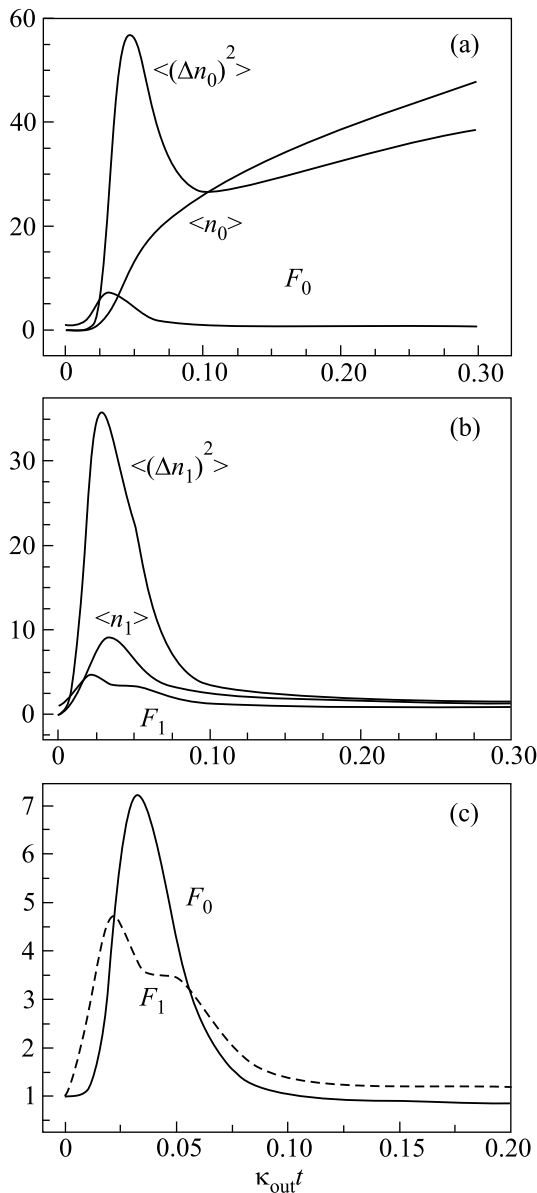


Рис.1(а) Зависимость от приведенного времени  $\kappa_{out}t$  среднего числа атомов бозе-конденсата  $\langle n_0 \rangle$ , дисперсии (флуктуации) числа атомов  $\langle (\Delta n_0)^2 \rangle$ , а также фактора Фано  $F_0 = \langle (\Delta n_0)^2 \rangle / \langle n_0 \rangle$  для скорости накачки  $p_1 = 100\kappa_{out}$ , скорости столкновительных переходов  $\Omega_1 = \kappa_{out}$  и среднего числа частиц резервуара  $\bar{N}_1 = 1$  при  $\gamma_{sp} \ll \Omega_1$ . (б) Динамика величин  $\langle n_1 \rangle$ ,  $\langle (\Delta n_1)^2 \rangle$  и  $F_1 = \langle (\Delta n_1)^2 \rangle / \langle n_1 \rangle$  для первого возбужденного состояния ловушки для тех же значений параметров, что и на рисунке (а). (с) Сравнение динамики факторов Фано  $F_0$  и  $F_1$  для тех же значений параметров, что и на (а)

В случае, если  $p_1 \ll \Omega_1$  и  $p_1, \Omega_1 \gg \kappa_{out}$ , реализуется иной режим генерации бозе-конденсата (рис.2). Стадия заполнения  $|1\rangle$  в динамике лазера отсутству-

ет, а также отсутствует резкий рост флуктуации бозе-конденсата в состоянии  $|0\rangle$ . Флуктуации бозе-конденсата могут достигать субпуассоновских значений сжатого состояния (рис.2а). Населенность состояния  $|1\rangle - \langle n_1 \rangle$  оказывается малой для всех времен, вплоть до установления стационарного состояния, флуктуации числа частиц  $\langle (\Delta n_1)^2 \rangle$  становятся существенно субпуассоновскими:  $F_1 < 1$ . В этом режиме  $p_1, \Omega_1 \gg \kappa_{out}$ , независимо от значений скоростей переходов, населенность  $\langle n_1 \rangle_{ss}$  составляет величину 0.333 при дисперсии числа частиц  $\langle (\Delta n_1)^2 \rangle_{ss} = 0.667 \langle n_1 \rangle_{ss}$  (см. рис.2б).

Систематические численные расчеты показали, что условием создания бозе-конденсата в сжатом субпуассоновском состоянии является соотношение  $\Omega_1 \gg p_1 \gg \kappa_{out} \gg \gamma_1$ , независимо от значения  $\bar{N}_1$ . Величина сжатия возрастает при увеличении числа бозонов в конденсате  $\langle n_0 \rangle_{ss} \gg 1$ , в условиях, когда  $\Omega_1, p_1 \gg \kappa_{out}$ . Для значений параметров лазера, подчиняющихся соотношению  $\Omega_1 \gg p_1 \gg \kappa_{out} \gg \gamma_1$ , при которых  $\langle n_0 \rangle_{ss} \sim 10^6$ , максимальное подавление флуктуации достигает почти двукратной величины по сравнению с уровнем дробового шума, фактор Фано при этом достигает величины  $F_{0,ss} \approx 0.54$  (рис.2а).

Расчеты показали, что при  $p_1 \gg \bar{N}_1 \gg \Omega_1, p_1 \bar{N}_1 \kappa_{out} \gg \gamma_1$  стационарное среднее число атомов в бозе-конденсате может быть оценено с помощью формулы

$$\langle n_0 \rangle_{ss} \approx \frac{p_1}{2\kappa_{out}} \left( \bar{N}_1 - \frac{1}{2} + \left( \frac{1}{4} + \frac{\kappa_{out}}{\Omega_1} \right)^{1/2} \right). \quad (14)$$

В работе [7] для модели атомного лазера, подобной рассматриваемой нами, управляющее уравнение для оператора плотности было преобразовано в уравнение Фоккера–Планка для  $P$ -функции квазивероятности в фазовом пространстве амплитуды и фазы атомного поля. Стохастические дифференциальные уравнения для чисел частиц и фаз полей в модах ловушки, следующие из полученного уравнения Фоккера–Планка, решались в [7] в стационарных условиях для средних величин. В пределе  $n_0 \gg 1$  полуклассическое среднее число атомов в нижнем состоянии ловушки найдено в [7, 25] в виде, аналогичном (14), но произвольный в рамках проведенных в этих работах расчетов знак перед квадратным корнем в указанных работах был выбран отрицательным. Точные квантовомеханические расчеты, проведенные нами, с высокой точностью подтверждают справедливость формулы (14), где знак корня положительный.

Расчеты показали, также, что при  $p_1 \sim \bar{N}_1, \Omega_1$  среднее число атомов в бозе-конденсате подчиняется формуле  $\eta p_1 \bar{N}_1 / \kappa_{out}$ , где  $\eta \cong 2$ . Такое соотношение качественно согласуется с результатами расче-

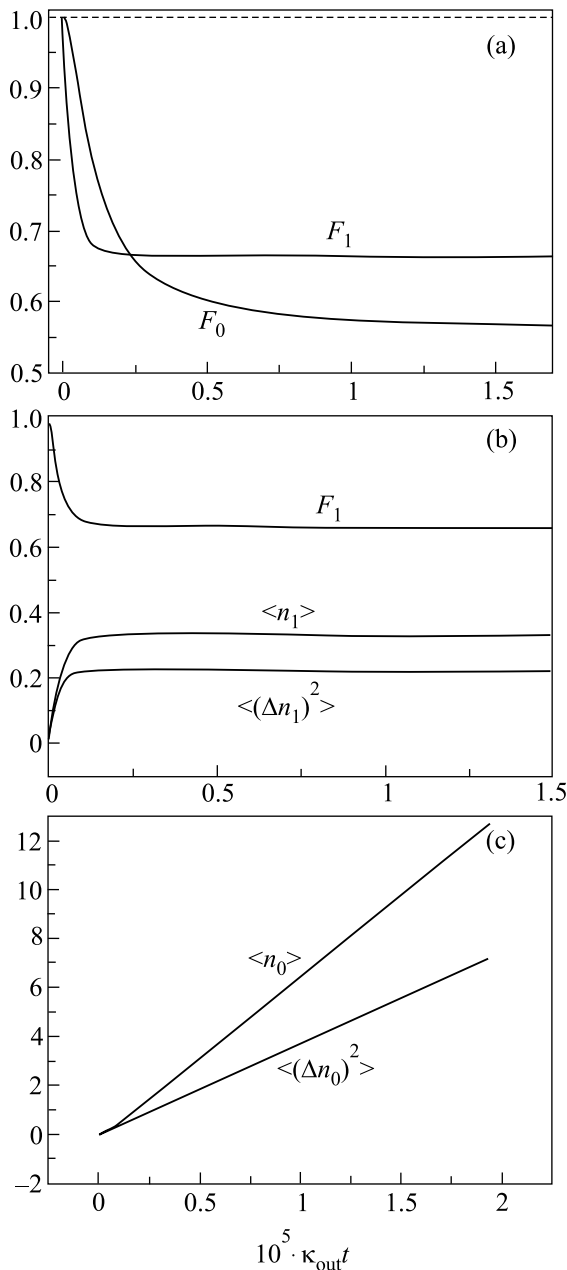


Рис.2(a) Динамика факторов Фано  $F_{0/1}$ , при  $p_1 = 10^6 \kappa_{out}$ ,  $\Omega_1 = 10^9 \kappa_{out}$  и  $\bar{N} = 1$  при  $\gamma_{sp} \ll \kappa_{out}$ . (b) Динамика  $\langle n_1 \rangle$ ,  $\langle(\Delta n_1)^2\rangle$  и  $F_1$  для тех же значений параметров, что и на (a):  $\Omega_1 \gg p_1 \gg \kappa_{out} \gg \gamma_{sp}$ . (c) Динамика  $\langle n_0 \rangle$ ,  $\langle(\Delta n_0)^2\rangle$  для тех же значений параметров что и на (a)

та, приведенными для подобной схемы лазера в [3], а именно:  $\langle n_0 \rangle = 2p_1 \bar{N}_1 / 3\kappa_{out}$  для рассмотренного в этой работе случая  $\Omega_1 > p_1 \bar{N}_1 \gg \kappa_{out}$ .

Порог генерации рассмотренного нами лазера выражается соотношением  $p_1 \bar{N}_1 > \kappa_{out}$ .

При расчетах, обсуждавшихся выше, мы предполагали, что скорость спонтанных переходов между модами ловушки много меньше скоростей остальных процессов. Расчеты, проведенные в условиях, когда скорость спонтанных переходов сопоставима со скоростью выхода из ловушки когерентного конденсата:  $\gamma_{sp} = 0.5\kappa_{out}$  при  $\bar{N}_{01} = 1$ , приведены на рис.3. Сравнение величин, характеризующих конденсат в таких условиях, со случаем отсутствия спонтанного распада ( $\gamma_{sp} \ll \kappa_{out}$ ) показывает, что спонтанные переходы не влияют на величину стационарного среднего  $\langle n_0 \rangle_{ss}$ , но значительно увеличивают флуктуации бозе-конденсата  $\langle(\Delta n_0)^2\rangle_{ss}$ , а также изменяют динамику развития генерации атомного лазера.

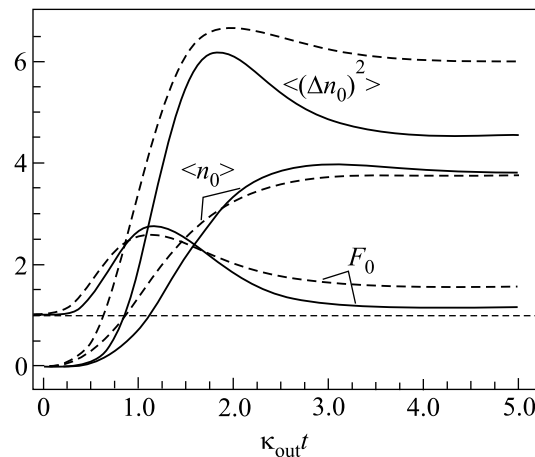


Рис.3. Влияние спонтанных переходов на динамику атомного лазера. Непрерывной линией изображена динамика характеристик бозе-конденсата для параметров спонтанных переходов:  $\gamma_{sp} = 0.5\kappa_{out}$  и  $\bar{N}_{01} = 1$ , штриховыми линиями обозначены те же величины при  $\gamma_{sp} = 0.001\kappa_{out}$  и  $\bar{N}_{01} = 0.001$ . Значения остальных параметров:  $p_1 = 2\kappa_{out}$ ,  $\Omega_1 = 0.1\kappa_{out}$  и  $\bar{N} = 1$

Квантовомеханические расчеты, проведенные нами в настоящей работе, показали, что непрерывный атомный лазер на испарительном принципе позволяет создать как микро-бозе-конденсат со средним числом частиц  $\langle n_0 \rangle \sim 10$ , так и макро-бозе-конденсат с  $\langle n_0 \rangle \sim 10^6$ , находящийся в сжатом субпуассоновском состоянии. Однако микроконденсат характеризуется незначительным отклонением флуктуации числа частиц от пуассоновского, тогда как в случае макроконденсата присутствует большое сжатие, достигающее почти двукратной величины (фактор Фано  $F_{BC} \rightarrow 0.5$ ). Условием генерации сжатого бозе-конденсата является малость скорости выхода из ловушки когерентного атомного поля и скорости спонтанных переходов между модами ловушки по срав-

нению со скоростями некогерентной накачки и вынужденных переходов при столкновении между атомами в ловушке. Полученные результаты позволяют сделать предположение о существовании схем атомных лазеров, генерирующих относительно небольшие бозе-конденсаты в состояниях, близких к фоковскому. Такие лазеры могут рассматриваться как источники отдельных групп ультрахолодных атомов с заранее заданным точным числом частиц, необходимых для ряда актуальных в настоящее время экспериментов в оптике атомов и фотонов.

- 
1. I. Bloch, T. W. Hansch, and T. Eslinger, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008, (1999).
  2. M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
  3. M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, et al., *Phys. Rev.* **A54**, R1757 (1996).
  4. M. Guzman, M. Moore, and P. Meystre, *Phys. Rev.* **A53**, 977 (1996).
  5. M. J. Steel, M. K. Olsen, L. I. Plimak et al., *Phys. Rev.* **A58**, 4824 (1998).
  6. M. J. Moore and P. Meystre, *Phys. Rev.* **A56**, 2989 (1997).
  7. O. Zobay and P. Meystre, *Phys. Rev.* **A57**, 4710 (1998).
  8. E. V. Goldstein, O. Zobay, and P. Meystre, *Phys. Rev.* **A58**, 2373 (1998).
  9. H. M. Wiseman, A. Martin, and D. F. Walls, *Quant. Semiclass. Opt.* **8**, 737 (1996).
  10. R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, and M. Wilkens, *Europhys. Lett.* **32**, 469 (1995).
  11. G. M. Moy, J. J. Hope, and C. M. Savage, *Phys. Rev.* **A55**, 3631 (1997).
  12. А. Н. Ораевский, *ЖЭТФ* **103**, 981 (1993).
  13. A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev.* **A53**, 4250 (1996).
  14. Л. Н. Ораевский, *КЭ* **24**, 1127 (1997).
  15. B. Kneer, T. Wang, K. Vogel et al., *Phys. Rev.* **A58**, 4841 (1998).
  16. H. M. Wiseman and M. J. Collett, *Phys. Lett.* **A202**, 246 (1995).
  17. Ch. J. Borde, *Phys. Lett.* **A204**, 217 (1995).
  18. U. Janicke and H. Wilkens, *Europhys. Lett.* **35**, 561 (1996).
  19. H. M. Wiseman, *Phys. Rev.* **A56**, 2068 (1997).
  20. R. Quadt, H. M. Wiseman, and D. F. Walls, *Phys. Lett.* **A219**, 19 (1996).
  21. M. J. Steel and D. F. Walls, *Phys. Rev.* **A56**, 3832 (1997).
  22. J. I. Cirac and M. Lewenstein, *Phys. Rev.* **A53**, 2466 (1996).
  23. C. M. Savage, J. R. Roustekovski, and D. F. Walls, *Phys. Rev.* **A57**, 3805 (1998).
  24. G. M. Moy, J. J. Hope, and C. M. Savage, *Phys. Rev.* **A59**, 667 (1999).
  25. H. P. Breuer, D. Fallen, and B. Kappler, *Phys. Rev.* **A60**, 3188 (1999).
  26. M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3927 (1999).
  27. V. V. Kocharovskiy, M. O. Scully, S.-Y. Zhu, and M. S. Zubairy, *Phys. Rev.* **A61**, 023609 (2000).